中性子干渉をめぐる最近の話題と将来問題—吸収物干渉実験を中心に

早大理工　　並木　美喜雄，S. Pascazio

Recent topics and future problems on the neutron interference — Absorber interference experiments and others—

Department of Physics, Waseda University, Tokyo 169, Japan

We analyze recent absorber neutron-interference experiments from the measurement-theoretical point of view, and show that the fluctuation effect inside absorbers can reduce observed values of the visibility to those lower than as expected by elementary quantum mechanics. We also briefly discuss implications of interference experiments by means of short neutron pulses, and future problems on possible experiments by means of cold neutron beams.

中性子干渉実験が観測問題を含む量子力学の原理的問題の研究に極めて有用な手段を提供していることは，このワークショップでも議論されており，皆様ご承知の通りである．前回のワークショップの報告にも書いた通り，中性子は量子力学の原理的実験の素材としては非常に優れている．ここでは，まず最近行われた吸収物を挿入した場合の中性子干渉実験を取り上げよう[1]．私達が特に興味を持つ点は，極めて小さな透過率に対しては，干渉項が簡単な量子力学的計算よりも小さくなるという現象である．まず，それが吸収物内のゆらぎの効果であることを示し，観測問題の立場からその実験の内容と意義を議論する．また，少し前に行われた実験だが，細切れにされた中性子パルスによる干渉実験も面白い．シュレディンガー波動関数の原理的内容を厳しく問う実験だからである．将来展望としては超冷中性ビームの利用がある．この種のビームが自由に使えるようになれば，多くの新しい原理的実験が可能になるだろう．この問題にもふれたい．

まず，吸収物干渉実験について述べる．実験の概要は次の通り．ご承知のように，入射中性子波束はシリコン単結晶によって空間的に分離された二つのチャンネルI,IIを走る分波ψ_{I}, ψ_{II}に分けられ，最後に一つのチャンネル0に送られて重ね合わされるわけだ．簡単な量子力学的計算を試みよう．チャンネルIには因子$\exp[i\chi]$を与える位相器と透過係数Aを与える吸収物が挿入されているので，I,IIを通って0に来る波の合成は$A\exp[i\chi]\psi_{I}+\psi_{II}$である．したがって，$\psi_{I}$と$\psi_{II}$が同位相で絶対値１に規格化されているとすれば，チャンネル0でカウンターに捕捉される確率は

$$I_{QM} = |e^{i\chi} A\psi_{I} + \psi_{II}|^2 = 1 + |A|^2 + 2\mathrm{Re}(Ae^{i\chi}) \qquad (1)$$

に比例するはずだ．したがって，干渉パターンのvisibilityは

$$V_{QM} = \frac{I_{MAX} - I_{m}}{I_{MAX} + I_{m}} = \frac{2\sqrt{a}}{1 + a} \qquad (2)$$

である．ただし，$a=|A|^2$ (<1) は吸収物の透過確率．

このような扱いは実は正しくない．干渉実験では，各粒子は非常に弱いビームによって１個ずつ干渉計に送り込まれ，チャンネル0の検出器に捕捉されて一つずつ信号を発生する．その信号を多数集積した結果として干渉現象が観測されるのである．一つの粒子が吸収物と相互作用して検出器に捕まった後，次の粒子が入ってくるが，吸収物には内部運動があるので，吸収物内では前の粒子とは違う状態にあるミクロ的構成要素と相互作用するはずである．(1)および(2)はAがそのようなミクロ的内部状態の詳細にはよらないと仮定して出した式であった．そのAをA_0と書こう．今，吸収物の通過によって粒子の波動関数が受ける変化を透過係数Aと書けば，

$$A = A_0(1+\Delta) \qquad (3)$$

である．Δは吸収物のミクロ的内部状態からくる補正項を表す．投入される総数N_p個の粒子に番号jをつけよう（$j=1,2,\cdots,N_p$）．そうすれば，j番目の粒子の透過係数は，それが出会う吸収物の内部状態に応じて，$A_j=A_0(1+\Delta_j)$となる．したがって，多数個の粒子の検出結果の集積に対応する平均強度は

$$I = \overline{|e^{i\chi}A\psi_{I} + \psi_{II}|^2} = 1 + \overline{|A|^2} + 2\mathrm{Re}(\overline{A}e^{i\chi}) \qquad (4)$$

に比例することになる．バーはjについての平均を表す記号である．ここで

$$\overline{A} = A_0(1+\overline{\Delta}). \qquad (5)$$

このような効果を取り入れると，吸収物の平均透過確率は

$$a = \overline{|A|^2} = a_0\overline{|1+\Delta|^2} \quad ; \quad a_0 = |A_0|^2 \qquad (6)$$

であり，aは明らかにa_0とは違う．これらの関係を使って，(4)の強度に対応するvisibilityを求めると

$$V_{MHS} = \frac{2\sqrt{a(1-\varepsilon)}}{1+a} \quad ; \quad \varepsilon = \frac{(\delta\Delta)^2}{\overline{|1+\Delta|^2}} > 0 \qquad (7)$$

が得られる．ただし，$(\delta\Delta)^2=\overline{|\Delta|^2}-|\overline{\Delta}|^2=\overline{|\Delta-\overline{\Delta}|^2}>0$．(7)が結論であるが，これはvisibilityが吸収物内のゆらぎのため(2)の場合よりも減少することを示している．入射粒子1個毎に，分子数，サイズ，状態の違う相手と出会うわけだが，このような系を単一のヒルベルト空間で記述することはできず，多数のヒルベルト空間を必要とする．これは元来観測過程に対する多ヒルベルト空間理論[2)] (MHS)の立場であった．全く同じ発想を使ったわけで，visibilityにMHSという添字をつけた理由はそこにある．詳しくは文献3)を見ていただきたい．

その効果はすでに実験にも現れていた．実際，ウィーングループの実験では，aが比較的大きく1に近い方では，visibilityは(2)のカーブによく乗っているが，aがゼロに近くなると実験値は(2)より減少していたのである[1)]．同グループのリーダーH.Rauch教授はそれを不審に思っていたようで，昨年9月に来日した折り筆者にその理論的解析を依頼して帰った．私達が上記の理論的裏付けを得た後，Rauch氏が再来日し再びこの問題について議論した．この議論に基づいて彼らは実験データの再分析を行い，その結果を3回にわたってFAXで送ってきた．(2)式とのズレはますます大きくなり，ある点では40%にも達している．図にしてお見せしたいが，ウィーングループの公刊以前なので遠慮したい．ごく近い将来公になると思う．なお，彼らの実験では，このズレは結晶吸収物では小さく，液体吸収物の場合に大きい．ゆらぎの効果としては納得できる結果であろう．

さて，εの理論的内容解析はどうするか？　まず，エルゴード仮設によって，jについての平均を吸収物内のゆらぎに対する統計的集団平均で置き換える：すなわち，$\overline{\cdots} = \langle\cdots\rangle$とおく．今後記号$\langle\cdots\rangle$は後者の平均に対して用いる．

εを求める理論的方法の粗筋は次の通りである．入射粒子と吸収物との相互作用ハミルトニアンを$H'=\Sigma_n V(\mathbf{r}-\mathbf{r}_n)$としよう（$\mathbf{r}$, $\mathbf{r}_n$は入射粒子と吸収物内分子の位置座標）．吸収物内物質の密度関数$\rho(\mathbf{r},t)=\Sigma_n \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_n(t))=\langle\rho\rangle+\delta\rho(\mathbf{r},t)$を導入すれば，$H'=\int d^3\mathbf{r}'\rho(\mathbf{r}-\mathbf{r}',0)V(\mathbf{r}')=\langle\rho\rangle V_0\,\delta\Omega+\int d^3\mathbf{r}'\delta\rho(\mathbf{r}-\mathbf{r}',0)V(\mathbf{r}')$と書くことができる．$\langle\rho\rangle$は密度の平均値，$\delta\rho(\mathbf{r},t)$はゆらぎ，$V_0\,\delta\Omega=\ V(\mathbf{r})d^3\mathbf{r}$は相互作用の強度パラメーターを表す．定数光学ポテンシャル$\langle\rho\rangle V_0\,\delta\Omega$を分離すれば，相互作用表示における$H''=H'-\langle\rho\rangle V_0\,\delta\Omega$は

$$H''_{int}(t) = \exp[iH^0 t/\hbar]\int d^3\mathbf{r}'\delta\rho(\mathbf{r}-\mathbf{r}',t)V(\mathbf{r}')\exp[-iH^0 t/\hbar] \qquad (8)$$

となる（H^0は粒子の自由ハミルトニアン）．$\delta\rho(\mathbf{r},t)$は統計法則

$$\langle\delta\rho(\mathbf{r},t)\rangle = 0 \quad ,$$

$$\langle\delta\rho(\mathbf{r},t)\delta\rho(\mathbf{r}',t')\rangle = \langle(\delta\rho)^2\rangle F_\theta(\mathbf{r}-\mathbf{r}',t-t') \tag{9}$$

に従う．相関関数F_θは温度θとともに増大するものである．

(8)と(9)を使ってS行列に対する摂動論を展開して行くのであるが，定数光学ポテンシャル$\langle\rho\rangle V_0\,\delta\Omega$による発展$S_0=\exp[-i\langle\rho\rangle V_0\,\delta\Omega T/\hbar]$（Tは粒子の飛行時間）を$S=S_0U_I(T)$のように分離して$U_I(T)$を定義し，それに対してDWBAを行う．$S_0=A_0$と考えてよい．したがって，

$$\begin{aligned} A &= \langle\phi|S|\phi\rangle = A_0(1+\Delta)\ ; \\ \langle\phi|U_I(T)|\phi\rangle &= 1+\Delta = 1+\Delta_1+\Delta_2+\cdots \end{aligned} \tag{10}$$

であり（ϕは粒子の波束関数），第1摂動項だけを書けば

$$\Delta_1{}^{(j)} = -\frac{i}{\hbar}\int_0^T dt \int\int d^3r d^3r'\,\delta\rho^{(j)}(\mathbf{r}-\mathbf{r}',t)V(\mathbf{r}')w(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0-\mathbf{v}_0 t)\ . \tag{11}$$

ただし，$w=|\phi|^2$，$(\mathbf{r}_0,\mathbf{v}_0)$は吸収物に進入した際の粒子の初期位置と初速度．jは投入された粒子の番号である．これから

$$\begin{aligned} \overline{|\Delta_1|^2} &= \frac{1}{4}(\ln a_0)^2\,\frac{\langle(\delta\rho)\rangle^2}{\langle\rho\rangle^2}\left[1+\left(\frac{\mathrm{Re}V_0}{\mathrm{Im}V_0}\right)^2\right]f\ ; \\ f &= \frac{1}{T}\int\frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3}F_\theta(\mathbf{k},\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}_0)\ |w(\mathbf{k})|^2 \end{aligned} \tag{12}$$

が得られる．$F_\theta(\mathbf{k},\omega)$，$w(\mathbf{k})$は$F_\theta$，wのフーリエ変換である．相互作用が十分小さいときは，$\varepsilon\simeq|\Delta|^2$および$a\simeq a_0$とおいてvisibility曲線を与えることができる．そのとき，(12)は$(\ln a)^2$に比例しているので，$a\simeq1$に対して$\varepsilon\simeq0$，$a\simeq0$に対してεが大きくなることは明かだろう．これが実験結果の定性的説明だ．定量的な議論をするには，相関関数F_θの詳細を知らなければならない．F_θは吸収物の温度，圧縮率，拡散定数などに依存するものである．現在具体的な物質について調べている．

ところで，この吸収物干渉実験は，吸収物を検出器に置き換え，チャンネルI，IIを二つの排他的な観測命題に対応するように設置すれば，量子力学的観測過程になってしまう．Machida-Namikiの多ヒルベルト空間理論（MHS理論）によれば，$\overline{A}=0$すなわち$\varepsilon=1$（ただし，$a=\overline{|A|^2}\neq0$）のときに“波束の収縮”が実現される[2]．というわけは，このとき位相相関は完全に消滅し，結果(4)が二つの排他的確率事象に対応する確率の和となり，一方が実現すれば，他方は実現しないという事態を表すからである．$\overline{A}\neq0$，$\varepsilon\neq0$のときは“不完全測定”の場合に当たる．吸収物干渉実験は丁度この場合に相当するものであった．不正確な言い方だが，half-coherentでhalf-mixedともいうべき状態の実現であって興味深い[3]．

多ヒルベルト理論は測定装置が“波束の収縮”を実現するかどうかを判定するcriterionを提出した．この点がこの理論の他にない特徴の一つであったのである．しかし，そのcriterionは不等式の形だった．今回私達はそれをεの数値で表せることに気がついた．$\varepsilon=0$であれば完全な干渉が観測されるし，$\varepsilon=1$ならば干渉項は完全に消滅する．この意味で，εを“degree of decoherence”と呼ぶことにした．現在，弾性および非弾性散乱を引き起こす多数の散乱体を含む各種の測定器モデルを使って，どのパラメーターがどのように“degree of decoherence” εの数値に影響を与えるかを研究したところである[4]．

観測問題の立場からいえば，次のような装置ができると大層おもしろい．温度や圧力や密度その他のパラメーターを連続的に変えて，εの値を自由に操れる装置である．$\varepsilon=0$では完全干渉計であったその装置は，$\varepsilon\neq0$の中間段階（上記の意味で不完全測定に相当する）を経て，連続的に$\varepsilon=1$の完全測定の段階に到達するというわけである．うまく作れば，中間段階から信号を発生するようにできるだろう．なぜ，私達はこのような装置を望むか？　それはかねがね素朴コペンハーゲン解釈（naive Copenhagen interpretation）の考えがおかしいと思っていたからである．チャンネルI, IIに分波させるyes-no実験では，その解釈は信号“yes”のとき分波ψ_{II}が消え，信号“no”のとき分波ψ_Iが消えると主張する．しかし，今考えた装置の中間段階ではどうなるか？　信号が発生しても一方の分波が消えることはないだろう．とすれば，$\varepsilon=1$の極限だけ分波が消えるということは不自然だし，ありえない．MHS理論によれば，上記のように，測定による“波束の収縮”は分波が消えなくても位相相関が消えるだけで成立するものであった．

この種の装置の作成にはいろいろなアイディアがあると思うが，基本的にはチャンネルI, IIの一方に制御可能なゆらぎを与える装置を組み込めばよい．中性子実験の専門家の皆さんと相談したい問題の一つである．超冷中性子ビームを使うことも，あるいは，可能ではないかと思う．ご承知のように，超冷中性子ビームを分波・合波させて干渉実験を実現する技術が工夫されている．私としてもいくつかのアイディアがある．例えば，一方のチャンネルにランダムに振動する反射板をおいて，干渉項を随意に増減する実験である．これは上記の装置になり得る．この考えは，かなり前からGreenbergerなどが示唆していた実験にも通じる．

超冷中性子を使う実験で忘れられないのは，何といっても中性子の電気２重極能率の測定だろう．ウィーン型の実験でやろうとすれば，実現不可能なほどの強電場を想定しなければならない．超冷中性子の利点は箱に閉じ込めて，何回も反射を繰り返して時間が稼げるところにある．しかし，実際上の難点は磁気能率から２次的に生じる電気２重極能率に隠されるというところにある．もっとも，これはパラメーター依存性の違いから区別する可能性が原理的には存在する．それでも，私の研究室の学生の試算では，実現可能な電場の強さは必要量より１オーダーも低い．技術革新に期待しよう．

数年前に，これもウィーングループが行った細切れ中性子パルスによる干渉実

験もおもしろい．十分に弱い単色性のよい中性ビームをチョッパーで，1パルスあたりの中性子数0.003個程度のパルスに切り刻み，一つのパルスの頭・頭，胴体・胴体，尻尾・尻尾間の干渉を測定したのである．したがって，平均数百個のパルスが来てはじめて，検出器は1個の信号を出すことができる．そのとき，素朴コペンハーゲン解釈に従えば，遙か先に行った多数のパルスの波束は時間に逆行して消えることになる．時系列上の波束の収縮であるが，何とも考えにくい．また，何個のパルスが中性子1個分に相当するか，必ずしもはじめから自明ではない．これは波束関数の規格化が通常の$(\phi,\phi)=1$でよいかという疑問を生む．統計的にはもちろん$(\phi,\phi)=0.003$だろう．しかし，各パルスの位相相関がはっきりしない限り，何個のパルスが1中性子に相当するか分からない．次の中性子に属するパルスとの区別がはっきりしないからである．一昨年秋東独のPotsdamでフランスの物理学者J.P.Vigier氏に会った．彼はwave or particleというコペンハーゲン解釈に反対であり，彼独特の（というよりはde Broglieゆずりの）wave and particleという立場に固執している（前回の報告参照）．彼はその際このパルス実験はwaveとparticleが別個に存在することの証拠だと主張しながら，私の反論を気にしていた．ともかく，シュレーディンガー波動関数とは何であるかを厳しく問う実験である．私達は多ヒルベルト空間理論によってこの問題に挑戦したいと考えている．

文献

1) J. Summhammer, H. Rauch and D.Tuppinger, Phys. Rev. A36 (1987) 4447;
H. Rauch, Proc. of the 3rd Intern. Symp. Foundation of Quantum Mechanics, eds. S. Kobayashi et al. (Phys.Soc. Japan, Tokyo 1990) p.3;
H. Rauch, Private communications.
2) S. Machida and M. Namiki, Prog. Theor. Phys. 63 (1980) 1457,1833;
M. Namiki, Found. Phys. 16 (1988) 29.
3) M. Namiki and S. Pascazio, Phys. Letters A in press.
4) M. Namiki and S. Pascazio, Waseda University preprint.